

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



22/ix-75

T-313

P4 - 8922

3538/2-75

В.Б.Телицын, Ч.Стойанов, А.И.Вдовин

СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

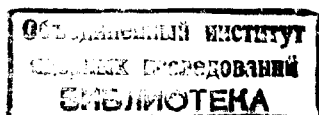
1975

P4 - 8922

В.Б.Телицын,* Ч.Стоянов, А.И.Вдовин

**СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР**

Направлено в ЯФ



* Сотрудник ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск

Телицын В.Б., Стоянов Ч., Вдовин А.И.

P4 - 8922

Спин-орбитальные колебания сферических ядер

Исследованы однофононные 0^+ -состояния в ядрах Zr и Mo. Структура состояний рассчитывалась с учетом спаривательного взаимодействия в канале частица-частица и спин-орбитального взаимодействия в канале частица-дырка. Спин-орбитальные силы взяты в нефакторизованном виде. В большинстве случаев состояния оказались сильно коллективными, первое 0^+ -состояние появляется ниже энергетической щели. Рассчитаны относительные спектроскопические факторы (p,t) и (t,p) реакций, вероятности E0-переходов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Telitzin V.B., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. P4 - 8922

Spin-Orbital Vibrations of Spherical Nuclei

One-phonon 0^+ states of Zr and Mo nuclei have been studied. The state structure has been calculated taking into account the coupling interaction in the particle-particle channel and spin-orbital interaction in the particle-hole channel. The spin-orbital forces are taken in a non-factorized form. In most cases the states turned out to be strongly collective; the first 0^+ state appears lower the energy gap. The relative spectroscopical factors of (p,t) and (t,p) reactions have been calculated as well as the E0-transition probabilities.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. Введение

Исследованные до последнего времени в микроскопических моделях механизмы генерации однофононных 0^+ -состояний сферических ядер основаны на использовании взаимодействия в канале частица-частица. Первоначально в соответствии с идеей Бора и Моттельсона^{/1/} исследовались состояния, генерируемые спаривательным взаимодействием. Первые расчеты свойств таких 0^+ -уровней /названных парными вибрациями/ в приближении хаотических фаз (RPA) были выполнены в работе^{/2/}. Затем Беляев^{/3/} указал на важную роль T-нечетной части остаточного частично-частичного взаимодействия, которая терялась при использовании сил БКШ. Расчеты по теории конечных ферми-систем^{/4/} также показали, что основную роль в формировании 0^+ -состояний сферических ядер играет взаимодействие частица-частица. Численные результаты всех упоминавшихся расчетов демонстрируют лишь самое грубое описание сегодняшней экспериментальной ситуации. Это не удивительно. Во-первых, свойства 0^+ -состояний, по-видимому, сильно искажаются ангармоническими поправками, взаимодействием с другими степенями свободы ядра /см., например,^{/5/}/. Во-вторых, не менее существенным может оказаться влияние не исследованных еще детально других компонент остаточных сил, в частности, спин-орбитального ($l's$) взаимодействия в канале частица-дырка. Это взаимодействие связывает спин-орбитальную часть оболочечного потенциала с плотностью нуклонов на поверхности ядра и может привести к их совместным колебаниям. В работе^{/6/} остаточное $l's$ -взаимодействие было использовано при анализе возможности существования в

сферических ядрах новой ветви 0^+ -возбуждений. Основываясь на квазиклассических рассуждениях, авторы работы /6/ приближенно факторизовали матричные элементы этого взаимодействия и показали, что при таком условии появляются коллективные 0^+ -уровни ниже 2Δ . Расчеты с факторизованным взаимодействием были проделаны в деформированных ядрах /7/ /где только так и можно преодолеть вычислительные сложности/. Однако физическая ситуация для деформированных ядер заметно сложнее, чем для сферических, т.к. здесь в формировании структуры однофононных 0^+ -возбуждений принимают участие еще и другие компоненты остаточных сил /8/ /в том числе и частично-дырочные/. Поэтому вполне однозначно выделить влияние их параметризации на результат довольно затруднительно.

Факторизация ls -сил - очень грубое приближение, и единственный способ прояснить их роль в формировании коллективных колебаний - это прямые количественные расчеты, которые в основном и составляют предмет данной работы. Имея в виду выделение эффектов, связанных именно с ls -взаимодействием, мы по мере возможности упростили расчетную схему, поскольку такие упрощения не сказывались на качественных результатах. По той же причине мы не стремились достичь детального согласия с экспериментом.

2. Основные формулы

Возбужденные состояния ядер с развитым спариванием в приближениях эквивалентных RPA описываются системой двух интегральных уравнений для величин $Z^{(\pm)}$, которые связаны с одночастичной матрицей плотности в слабом, зависящем от времени внешнем поле /9/

$$\begin{aligned} \omega Z^{(\pm)}(11') + E_{11} Z^{(\pm)}(11') + \eta_{11}^{(\pm)} \sum_{22'} \langle 12' | G^{(\pm)} | 21 \rangle \eta_{22'}^{(\pm)} Z^{(\pm)}(22') + \\ + \xi_{11}^{(\pm)} \sum_{22'} \langle 1\bar{1}' | G | \bar{2}' 2 \rangle \xi_{22'}^{(\pm)} Z^{(\pm)}(22') = \Phi^{(\pm)}(11'). \end{aligned} \quad /2.1/$$

Здесь $G^{(\pm)}$ - T-четное и T-нечетное взаимодействие в канале частица-дырка; G - взаимодействие в канале частица-частица. Использовались следующие обозначения:

$$E_{\nu\nu'} = E_{\nu} + E_{\nu'},$$

где

$$E_{\nu} = \sqrt{(\epsilon_{\nu} - \mu)^2 + \Delta_{\nu}^2}$$

- одноквазичастичная энергия; ϵ_{ν} - одночастичная энергия, μ - химический потенциал; Δ_{ν} - параметр спаривания,

$$\xi_{\nu\nu'}^{(\pm)} = u_{\nu} u_{\nu'} \mp v_{\nu} v_{\nu'}; \quad \eta_{\nu\nu'}^{(\pm)} = u_{\nu} v_{\nu'} \pm v_{\nu} u_{\nu'},$$

где u_{ν}, v_{ν} - коэффициенты преобразования Боголюбова. Правая часть уравнения /2.1/

$$\Phi^{(\pm)}(11') = \pm(\eta_{11}^{(\pm)} V^{(\pm)}(11') - \xi_{11}^{(\pm)} \bar{V}^{(\pm)}(11')) \quad /2.2/$$

связана с внешним полем самого общего вида, как сохраняющего число частиц - $V^{(\pm)}$, так и меняющего его на две единицы - $\bar{V}^{(\pm)}$ /знаки "+" и "-" означают T-четность/. Поскольку в дальнейшем мы будем интересоваться $E0$ -переходами и сечениями (t, p) и (p, t) реакций, приведем необходимые для вычисления вероятностей переходов компоненты внешнего поля.

Для $E0$ -переходов в силу положительной T-четности и сохранения числа частиц отличны от нуля только матричные элементы

$$V^{(+)}(\nu\nu') = \langle \nu | e_{eff} r^2 | \nu' \rangle. \quad /2.3/$$

Эффективный заряд e_{eff} вводится для учета перенормировки, вызванной обрезанием системы уравнений /2.1/ в пространстве одночастичных индексов. Если принять в рассмотрение достаточно много одночастичных состояний, эффективный заряд практически совпадает с за-

травочным, равным ϵ для протонов и нулю для нейтронов.

Для качественных оценок оператор передачи двух нейтронов в реакции (p, t) или (t, p) можно выбрать, задавая нейтронные компоненты внешнего поля:

$$\bar{V}^{(+)}(\nu\nu') = \pm \bar{V}^{(-)}(\nu\nu') = \delta_{\nu\nu'} / \text{для } \begin{matrix} (t,p) \\ (p,t) \end{matrix} \text{-реакции}. \quad /2.4/$$

Решение уравнений /2.1/ может быть записано в виде

$$Z_a^{(\pm)}(\nu\nu') = \mp \sum_a Z_a^{(\pm)}(\nu\nu') \frac{(Z_a^{(+)}\Phi_a^{(+)} - Z_a^{(-)}\Phi_a^{(-)})}{(Z_a^{(-)}Z_a^{(+)})} \frac{\omega_a}{\omega^2 - \omega_a^2}, \quad /2.5/$$

где $Z_a^{(\pm)}$ - собственные вектора системы /2.1/ без правой части, соответствующие собственным значениям ω_a ; скалярные произведения определяются как суммы по одночастичным состояниям, например,

$$(Z_a^{(-)}Z_a^{(+)}) = \sum_{\nu\nu'} Z_a^{(-)}(\nu\nu') Z_a^{(+)}(\nu\nu').$$

Полюса выражения /2.5/ определяют энергии возбужденных состояний, а вычеты связаны с вероятностями перехода во внешнем поле \hat{V} :

$$|(0|\hat{V}|\omega_a)|^2 = \frac{|(Z_a^{(+)}\Phi_a^{(+)} - Z_a^{(-)}\Phi_a^{(-)})|^2}{2(Z_a^{(-)}Z_a^{(+)})}. \quad /2.6/$$

Физический смысл векторов $Z_a^{(\pm)}$ становится прозрачным, если предположить, что данное состояние имеет коллективную природу и порождается из основного состояния некоторым бозе-оператором /однофононное состояние/

$$|\omega_a\rangle = Q_a^+ |0\rangle.$$

В этом случае нормированные функции $Z_a^{(\pm)}$ имеют смысл коэффициентов разложения фонона по квазичастичным операторам a и a^+ , а именно:

$$Q_a^+ = \frac{1}{2\sqrt{Z_a^{(-)}Z_a^{(+)}}} \sum_{\nu\nu'} \{ Z_a^{(+)}(\nu\nu') (a_{\nu'}^+ a_{\nu}^+ - a_{\nu} a_{\nu'}^-) + Z_a^{(-)}(\nu\nu') \times \\ \times (a_{\nu'}^+ a_{\nu}^+ + a_{\nu} a_{\nu'}^-) \}. \quad /2.7/$$

Все приведенные выше формулы пригодны для расчетов в области как сферических, так и деформированных ядер. В случае сферических ядер во всех выражениях можно провести явно суммирование по проекциям одночастичных моментов, так как зависимость от них определяется соответствующими коэффициентами Клебша-Гордона. Так, для возбуждений с $J^\pi = 0^+$

$$Z_a^{(\pm)}(\nu\nu') = \delta_{jj'} \delta_{mm'} \delta_{\ell\ell'} Z_a^{(\pm)}(nn'j\ell) / \sqrt{2j+1}.$$

Вид формул при этом не меняется, если все матричные элементы заменить на приведенные.

3. Выбор остаточных взаимодействий

В канале частица-частица мы ограничились включением обычного спаривательного взаимодействия:

$$\langle 1\bar{1}' | G | 2\bar{2}' \rangle = -\frac{G}{2} \delta_{11'} \delta_{22'} \quad /3.1/$$

Тем самым мы не рассматриваем влияние на структуру 0^+ -уровней T -нечетной части взаимодействия в этом канале.

Существенным моментом является введение спин-орбитального (ℓs) взаимодействия в канале частица-дырка, которое в приближении нулевого радиуса можно записать в виде

$$G_{\ell s}(1,2) = \kappa^{\tau\tau'} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \times (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2) \cdot \vec{V} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad /3.2/$$

Грубо оценить константы $\kappa^{\tau\tau'}$ можно из условия согласования спин-орбитальной части оболочечного потенциала. Например, для нейтронов:

$$\delta U_{\ell s}^{(n)} = (\kappa^{nn} \frac{N}{A} + \kappa^{np} \frac{Z}{A}) \frac{1}{r} \frac{d\rho(r)}{dr} (\vec{\sigma} \vec{\ell}). \quad /3.3/$$

Аналогичное уравнение нужно записать для спин-орбитальной части протонного одночастичного потенциала. Подставив в левую часть /3.3/ общепринятые значения параметров спин-орбитальных потенциалов, получим

$$\kappa^{nn} = \kappa^{pp} \approx 55 \div 70 \text{ МэВ } \Phi \text{м}^5, \quad /3.4/$$

$$q \equiv \frac{\kappa^{np}}{\kappa} \approx 3,5 \div 4,5.$$

В работе /10/ из условия согласования спин-орбитального расщепления только для нейтронных уровней были получены другие значения κ и q :

$$\kappa = 315 \text{ МэВ} \cdot \Phi \text{м}^5, \quad q = -0,5. \quad /3.5/$$

Значения κ и q /3.4/ позволяют воспроизвести экспериментальные значения спин-орбитального расщепления в нечетных ядрах с точностью $15 \div 20\%$. Надо, однако, учесть, что это расщепление сильно искажено эффектами взаимодействия квазичастиц по сравнению с чисто одночастичным значением. Учет таких поправок может привести к сильному изменению величин κ и q . Помимо этого, при определении κ^{np} мы считали их не зависящими от $N-Z$. Определение констант ℓs -сил по спин-орбитальному расщеплению наталкивается еще на одну трудность. Т.к. зависимость величины расщепления от

$\frac{N-Z}{A}$ слабая, а сама величина $(N-Z)/A$ мало меняется

при переходе от одних полумагических ядер к другим, мы, строго говоря, можем грубо оценить лишь значение $\kappa^{nn} + \kappa^{np}$.

Еще одна оценка для констант ℓs -сил получается, если предположить, что отличие констант κ и κ^{np} имеет лишь зарядово-обменный характер:

$$\kappa = 170 \div 190 \text{ МэВ } \Phi \text{м}^5, \quad q = 0,5. \quad /3.6/$$

В гамильтониан не включены центральные силы, которые могут изменить количественную сторону наших результатов. Однако, как мы полагаем, пренебрегая этими силами, мы не затрагиваем качественной стороны дела, т.к. диагональные матричные элементы центрального взаимодействия /а именно они важны для низколежащих 0^+ -уровней/ слабо флюктуируют и потому не могут радикально изменить коллективные состояния.

4. Обсуждение результатов

Мы рассчитали структуру нескольких наиболее низких 0^+ -состояний в ряде изотопов Zr и Mo, учитывая спаривательное и спин-орбитальное остаточные взаимодействия. Помимо энергий состояний, вычислялись относительные спектроскопические факторы для (t, p) и (p, t) реакций и вероятности $E0$ -переходов. В расчете учитывались 6 протонных и 6 нейтронных одночастичных уровней, ближайших к химическому потенциалу. Параметры среднего поля, которое описывалось потенциалом Саксона-Вудса, выбирались в соответствии с работами /11/. Константы спаривательного взаимодействия определялись для данного одночастичного спектра по парным энергиям /12/. Для вычисления вероятностей $E0$ -переходов необходимо задать величину эффективного заряда. Ее можно определить из данных по изотопическому смещению в околумагических ядрах /13/, и она оказывается равной 0,2 е для нейтронов и 1,2 е для протонов.

Оценки предыдущей части статьи показывают, что константы κ и q нельзя, по-видимому, определить вполне однозначно. Поэтому расчеты производились для разных значений κ и q , в частности, для тех, что приведены в части 3 настоящей работы.

Обратимся к результатам расчетов. В табл. 1 выписана структура первых двух 0^+ -состояний в ядре ^{94}Zr , какой она получается в картине чистых парных колебаний, чистых ℓs -колебаний и в смешанном случае для разных значений констант κ и q . Здесь же приведены

Таблица I

0^+ - возбуждения в ^{94}Zr , рассчитанные при разных значениях констант остаточных взаимодействий*

Виды двухчастичных конфигураций в волновых функциях 0^+ -уровней	Парные колебания		Парные колебания + спин-орбитальные колебания							
	Спин-орбитальные колебания	Парные колебания	Спин-орбитальные колебания		Парные колебания + спин-орбитальные колебания					
			$K=70$ МэВ·фм ⁵ $\psi=3,5$	$K=70$ МэВ·фм ⁵ $\psi=3,5$	$K=175$ МэВ·фм ⁵ $\psi=0,5$	$K=315$ МэВ·фм ⁵ $\psi=0,5$	$K=140$ МэВ·фм ⁵ $\psi=1,0$			
Протонные уровни	0^+	0^+	5,3 11,3 13,6 3,2 5,4	21,3 33,2 23,2 2,5 7,5	12,7 16,5 17,0 2,4 5,7	21,2 4,0 24,1 2,4 7,3	0,5 11,0 9,3 33,0 4,5 12,1	9,3 0,2 19,2 1,0 4,2	10,3 17,3 18,0 2,5 5,4	21,0 4,0 24,1 2,7 7,2
	Нейтронные уровни	0^+	2,5 4,4 67,4 25,4	0,1 0,3 47,0 0,7 15,2	0,1 10,2 38,3 22,2 0,1	1,0 0,7 40,6 13,1	0,3 2,0 5,0 27,1 0,1	0,2 2,5 3,9 27,1 7,5 11,1	0,4 0,8 0,4 42,4 15,9	0,3 2,0 5,0 27,0 6,9
$S^{(t,p)}/S_0$ $S^{(p,t)}/S_0$	МэВ		1,670 0,3 0,007	2,599 0,4 0,03	1,670 0,3 0,007	2,474 0,3 0,002	2,079 0,3 0,002	2,493 0,2 0,01	1,959 0,3 0,01	2,474 0,3 0,03
	$\rho^2(E0) e^2 R^2$		0,03 10 ⁻⁵	0,7 0,1	0,02 0,01	0,02 0,01	0,02 0,01	0,007 0,02	0,007 0,02	0,02 0,01

* Обозначения см. в тексте.

соответствующие значения энергий состояний ω_i , относительных спектроскопических факторов реакций двух-нейтронной передачи $S(p,t)/S_0$ и $S(t,p)/S_0$, вероятностей E0-переходов $\rho^2(E0)$. Начнем обсуждение с чистых ls -колебаний. Первое 0^+ -состояние появляется весьма низко, во всяком случае заметно ниже 2Δ / в ^{94}Zr $2\Delta \approx 2$ МэВ/, отличается значительной величиной E0-перехода и относительно небольшими спектроскопическими факторами. В структуру его как нейтроны, так и протоны дают примерно одинаковый вклад. Таким образом, основные качественные выводы работы /6/ подтверждаются.

При одновременном рассмотрении спаривательного и ls -взаимодействия /см. табл. I/ мы получаем более сложную картину. Прежде всего, 0^+ -состояние становится более коллективным, большее число одночастичных конфигураций дает теперь вклад в его структуру. Это свойство сохраняется при всех значениях k и q , которые использовались в расчетах. Мало того, коллективными оказываются не только первые 0^+ -уровни, но и следующие, более высокие. Необходимо подчеркнуть, что структура "смешанных" 0^+ -уровней сильно отличается от структуры парных колебаний. Главным здесь является появление в волновых функциях всех 0^+ -состояний как протонных, так и нейтронных компонент /в картине парных колебаний состояния, естественно, получаются либо чисто протонными, либо чисто нейтронными/. В ряде случаев вклады тех и других компонент в структуру 0^+ -возбуждений получаются приблизительно равными. Сильное изменение структуры волновых функций 0^+ -уровней, производимое ls -силами, указывает, что при расчете различного рода ангармонических поправок к свойствам 0^+ -уровней необходимо принимать эти силы во внимание.

Свойства 0^+ -уровней становятся как бы "промежуточными" между свойствами парных колебаний и ls -колебаний. Так, по сравнению с чистыми ls -вибрациями $\rho^2(E0)$ заметно уменьшается, а $S(t,p)/S_0$ возрастает, относительно же значений для парных вибраций величина $S(t,p)/S_0$ слегка уменьшается. Относительные спектроскопические факторы более плавно меняются от состояния к состоянию, чем в картине парных колеба-

Таблица 2 0⁺-возбуждения в изотопах M_0 и Zr , рассчитанные в модели "парные колебания" и "парные колебания + ζ_s -колебания" *)

	$^{94}M_0$		$^{96}M_0$		$^{98}M_0$	
	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$
Парные колебания + ζ_s впр + ζ_s впр	3,00	0,02	0	0	2,55	10^{-5}
	3,06	10^{-5}	1,30	0,11	3,00	0,02
	4,43	10^{-3}	0,05	10^{-4}	3,25	0,001
	5,11	0,01	0	0	4,38	0,01
Парные колебания	2,72	0,01	0,78	10^{-3}	2,16	0,006
	3,30	0,01	0,50	0,009	2,95	0,01
	4,43	10^{-4}	0,04	10^{-5}	3,47	0,006
	5,15	0,01	0,002	0,002	4,41	10^{-3}
Эксперимент	1,74				0,74	0,17
	(2,07)				1,96	0,01
	3,32		0,02		2,62	0,04
	3,70		0,1			

*) Обозначения в единицы измерения также, что в таблице 1.

Таблица 2 (продолжение)

	^{92}Zr		^{94}Zr		^{96}Zr	
	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$	ω	$\rho^2(E_0) S(E_0)/S_0$
Парные колебания + ζ_s впр	2,06	0,03	0	0	2,06	0,03
	3,06	10^{-5}	1,33	0,01	3,45	10^{-5}
	3,69	0,009	0	0	3,25	0,001
	4,43	10^{-3}	0,05	10^{-4}	5,17	0,009
Парные колебания	1,98	0,03	0,26	0,01	1,63	0,02
	3,03	0,006	1,07	0,001	2,61	0,01
	3,77	0,007	0,06	0,03	3,20	0,002
	4,44	10^{-3}	0,04	0,001	3,86	0,006
Эксперимент	1,39				1,59	0,007
	(2,07)		0,04	0,06		0,39

ний. Это происходит из-за появления примесей нейтронных компонент во всех 0^+ -состояниях /о чем говорилось чуть выше/. Первый 0^+ -уровень в большинстве изучавшихся случаев появляется ниже энергетической щели. Энергии и прочие характеристики уровней не проявляют резкой чувствительности к величине констант ls -сил.

Табл. 2 демонстрирует результаты расчетов 0^+ -возбуждений в других изотопах Zr и Mo. Структуру состояний мы не приводим. Помимо энергий, величин $S(t,p)/S_0$, $S(p,t)/S_0$ и $\rho^2(E_0)$, в табл. 2 показаны для иллюстрации также экспериментальные данные ¹⁴/там, где они имеются/ и результаты расчетов для чистых парных вибраций. Расчеты с ls -силами проведены для $\kappa = 70 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^5$, $q = 3,5$; никакой подгонки к экспериментальным данным не проводилось. Нам кажется, что непосредственное сравнение с экспериментом /и связанный с этим поиск оптимальных значений κ и q / на данной стадии работы едва ли имеет смысл. Среди наблюдаемых 0^+ -уровней в ядрах Zr и Mo есть двухфононные 0^+ -уровни /например, 0_1^+ -уровни в ⁹⁴Mo и ⁹⁶Mo /, свойства же прочих могут быть сильно искажены взаимодействием с квадрупольными колебаниями. Кроме того, мы отбросили ряд эффектов в однофононном механизме генерации 0^+ -возбуждений, что наверняка изменит количественные результаты. Тем не менее даже при беглом взгляде на таблицу видно, что включение ls -колебаний изменяет результаты в сторону согласия с экспериментом по сравнению с чистыми парными вибрациями. Особенно это заметно на примере ядра ⁹⁸Mo, где известно большое количество 0^+ -уровней. Заметим также, что при детальном описании эксперимента выбор параметров гамильтониана надо проводить более тщательно.

4. Заключение

Результат настоящей работы мы видим прежде всего в доказательстве того факта, что остаточное частично-дырочное ls -взаимодействие, существование которого

непосредственно вытекает из вида оболочечного потенциала, приводит к появлению в сферических ядрах сильно коллективизированных 0^+ -состояний. Свойства этих возбуждений, предсказанные в работе ⁶/, в целом подтверждены настоящими расчетами, в которых использовались ls -силы в нефакторизованном виде. Спин-орбитальные колебания сильно интерферируют с парными вибрациями и, по-видимому, не проявляются экспериментально в "чистом" виде. Для описания реальной ситуации в ядре необходимо учесть отброшенные компоненты остаточных сил, а также связь с квадрупольными колебаниями.

Авторы благодарны С.Т.Беляеву и Б.А.Румянцеву за многочисленные обсуждения, авторы признательны также Г.Шульцу за предоставление программы расчета одночастичных волновых функций.

Литература

1. A.Bohr. *Congres International de Physique Nucleaire. Paris, 1964. Ed. Centre National de la Recherche Scientifique, vol. 1, p. 487.*
2. D.R.Bes, R.A.Brogia. *Nucl. Phys.*, 80, 289 /1966/.
3. С.Т.Беляев. *ЯФ*, 4, 936 /1966/.
4. С.П.Камерджиев. *ЯФ*, 11, 537 /1970/.
5. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. *ТМФ*, 14, 70 /1973/; *B.Sørensen. Nucl. Phys.*, A177, 465 /1971/.
6. S.T.Belyaev, B.A.Rumiantsev. *Phys.Lett.*, 30B, 444 (1969).
7. С.К.Абдулвагабова, В.Б.Телицын, Г.Шульц. *Программа и тезисы докладов XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1974, стр. 230.*
8. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер. М., Наука, 1971;* Б.А.Румянцев, В.Б.Телицын. *ЯФ*, 15, 690 /1972/.
9. S.T.Belyaev. *Nucl. Phys.*, 64, 17 (1965).
10. D.Glas. *Z.Phys.*, 255 175 (1972).
11. В.А.Ченурнов. *ЯФ*, 6, 955 /1967/; *K.Takeuchi, P.A.Moldauer. Phys.Lett.*, 28B, 384 (1969).
12. А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов. *ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.*
13. С.П.Камерджиев. *ЯФ*, 7, 706 /1968/;
14. J.B.Ball, R.L.Auble. *Phys.Lett.*, 29B, 172 (1969);

Phys.Rev., C4, 196 (1971);
H.Taketani et al. Phys.Rev.Lett., 27, 520 (1971);
A.Moalem et al. Nucl.Phys., A196, 605 (1972);
D.Burch et al. Phys.Lett., 40B, 357 (1972);
J.S.Larsen, J.B.Ball, C.B.Fulmer. Phys.Rev.,
C7, 751 (1973);
A.McEllistrem et al. Phys.Rev., C9, 670 (1974);
H.L.Sharma et al. Phys.Rev., C7, 2567 (1973);
E.R.Flynn et al. Nucl. Phys., A218, 285 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 мая 1975 года.